



TITLE:

Bi2212、La214系における超伝導体
ギャップと擬ギャップ(基研研究会
「強結合超伝導-Pseudogapを中心
として-」,研究会報告)

AUTHOR(S):

伊土, 政幸; 小田, 研; 桃野, 直樹

CITATION:

伊土, 政幸 ...[et al]. Bi2212、La214系における超伝導体ギャップと擬ギャップ(基研研究会
「強結合超伝導-Pseudogapを中心として-」,研究会報告). 物性研究 1999, 72(4): 426-430

ISSUE DATE:

1999-07-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96666>

RIGHT:

Bi2212、La214 系における超伝導体ギャップと擬ギャップ

北海道大学大学院理学研究科

伊土政幸、小田 研、桃野直樹

1. はじめに

高温超伝導体の常伝導相における擬ギャップは超伝導ギャップと同じ対称性をもち、しかも連続的に超伝導ギャップへ移行することから、高温超伝導の発現機構を考える上で重要な手掛かりを与えるものとして大きな注目を集めている。ところで、我々のグループはトンネル実験やラマン散乱等の実験から Bi2212 と La214 系の超伝導ギャップ $2\Delta_0$ のホール濃度(ドーパ量)依存性を系統的に調べ、これまでに超伝導ギャップと擬ギャップや超伝導臨界温度 T_c との間に普遍的な関係が存在することを見いだしてきた。以下にこれらを順を追って報告する。

2. 超伝導ギャップのホール濃度依存性

本研究では、Bi2212 系の $2\Delta_0$ を STS とラマン散乱から^{1,2)}、また La214 系の $2\Delta_0$ を STS、break junction および低温電子比熱から測定した³⁾。Bi2212 系については、低バイアス条件下で CuO_2 面の低温 STM 像 ($T=6\text{ K}$) を観察している途中でトンネル分光 (STS) を行い、フェルミ準位付近のトンネルスペクトル (dI/dV - V 曲線) を測定した。STS 実験は少しアンダードーパの試料 ($p\sim 0.14$) からオーバードーパ ($p\sim 0.21$) の試料まで系統的に行ったが、いずれの試料のトンネルスペクトルにおいても d 波超伝導に特徴的な超伝導ギャップが見られた (図 1)。

ギャップの大きさ $2\Delta_0$ ($T \ll T_c$) をギャップ端に対応するトンネルスペクトルのピーク位置 $|V|=V_g$ から求め、図 2 に T_c と共にホール濃度の関数としてプロットした。このようにして求めた $2\Delta_0$ は、Kendziora らや我々が行ったラマン散乱の実験から求めた値と良く一致している^{1,4)}。一方、他のグループのトンネル実験で測定された $2\Delta_0$ は、低ホール濃度領域では我々の結果より 2~3 割程度

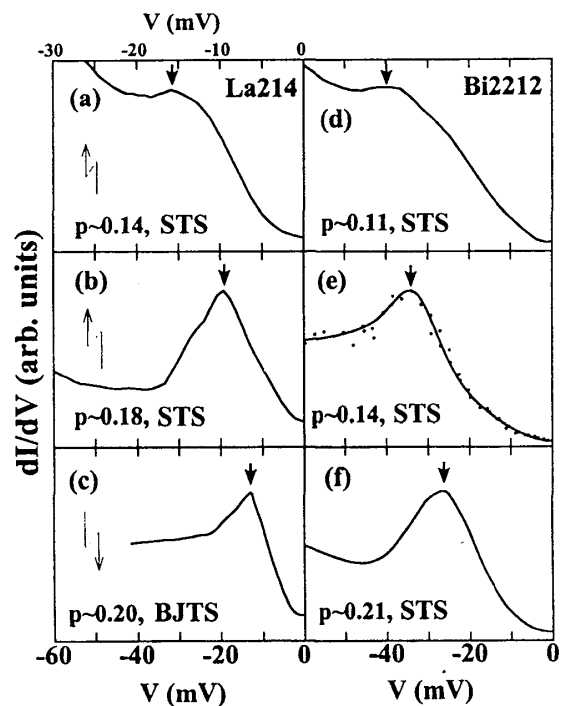


図 1 Bi2212 系および La214 系の STS スペクトル。

大きい、そのホール濃度依存性は本研究の結果と類似している⁵⁾。また、このような $2\Delta_0$ のホール濃度依存性は ARPES の結果とも一致する⁶⁾。

超伝導ギャップ $2\Delta_0$ に関して興味深いことは、 T_c が減少に転じるアンダードープ領域でも $2\Delta_0$ が反強磁性相に向かって増大し続けることである (図 2)。同様の結果は、STS や低温電子比熱から求めた La214 系の $2\Delta_0$ でも同様である^{3,7)}。 $T \ll T_c$ における $2\Delta_0$ の値は対形成をもたらす引力相互作用の強さを反映する量と考えられるので、このような $2\Delta_0$ のホール濃度依存性は系が反強磁性相に近づくほど対形成をもたらす引力機構が強くなることを意味するものと思われる。

超伝導ギャップに関するもう一つの興味深い点は、ギャップの大きさ $2\Delta_0$ が常伝導相の一样磁化率を特徴づける特性温度と密接に関係していることである。La214 系および Bi2212 系の一样磁化率 χ は、その温度依存性が高温でブロードなピークを示し、低温側で大きく減少するという特徴をもつ^{8,9)}。ピークを示す温度 T_{\max} 付近より高温側 ($\sim 0.7T_{\max}$) では、 χ の温度依存性がスピン 1/2 のハイゼンベルグ正方格子反強磁性体に対する高温展開の結果に一致することから、 $k_B T_{\max}$ は Cu スピン間の有効反強磁性相互作用を反映する量と考えられる。また、 T_{\max} 以下での帯磁率の大きな減少は反強磁性スピン揺らぎの発達、あるいは何らかのスピン一重項状態の形成によるものと考えられている⁹⁾。そして、興味深いことは、少しアンダードープ領域からオーバードープ領域にかけて超伝導ギャップ $2\Delta_0$ が $k_B T_m$ に比例することである。特に、La214 系では、 $2\Delta_0$ は $k_B T_{\max}$ にほぼ一致 ($2\Delta_0 \sim k_B T$) し、Bi2212 系では $2\Delta_0$ は $k_B T_{\max}$ のほぼ 2 倍程度 ($2\Delta_0 \sim 2k_B T$) となる。 $k_B T_{\max}$ は系の有効反強磁性相互作用を反映する量と考えられるので、 $2\Delta_0$ が $k_B T_m$ に比例するという結果は「対形成に反強磁性相互作用が深く関わっている」ことを示す 1 つの有力な証拠と思われる。

3. 擬ギャップと超伝導ギャップ

擬ギャップの存在は、Y123 系の核磁気緩和率 $(T_1 T)^{-1}$ の実験によりスピン系の励起スペクトルで初めて明らかにされ¹⁰⁾、その後、Bi2212 系の ARPES の実験から電子励起スペクトルにもその存在が見い出された^{5,11)}。擬ギャップあるいはスピングャップが開き始める温度 T_{sg}

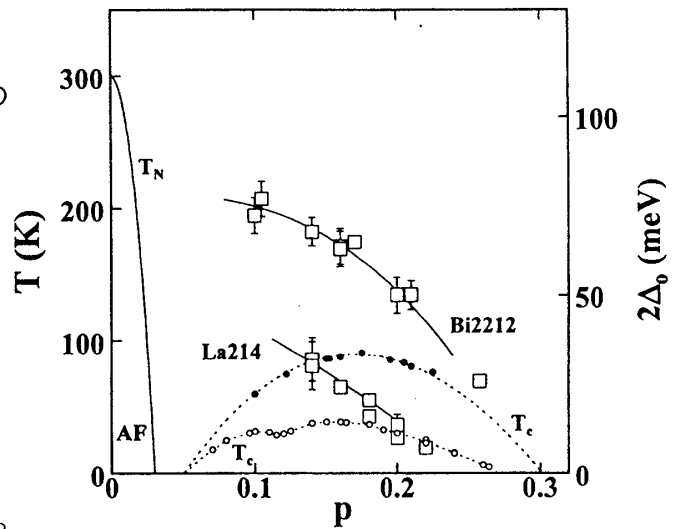


図 2 Bi2212 および La214 系の $2\Delta_0$ (at $T \ll T_c$) と $2\Delta_0/T_c$ のホール濃度依存性。 $2\Delta_0$ は温度に換算してある。

はドーピング量 p と共に低下し、 T_c が最大となるホール濃度 p_0 の少し高ドーピング側で T_c - p 曲線に連続的に繋がっていくことから、擬ギャップ（スピンギャップ）は超伝導に深く関わる現象と考えられ、高温超伝導体研究における最もホットな話題の1つとして活発な研究がなされている。

擬ギャップの形成は面内の電気抵抗に小さな異常をもたらす¹²⁾。図3に、最近我々が測定した Bi2212 における Cu-O 面内の面内電気抵抗の温度変化を示す。面内抵抗は高温で直線的な温度変化を示すが、その減少の割合がある温度 T^* から T_c に向かって徐々に大きくなり、連続的に超伝導状態に移行するように見える。また、低ホール濃度領域の試料ほど T^* が高く、 T^* からの面内抵抗の減少の割合も顕著となる。この温度 T^* は、核磁気緩和率の異常 $(T_1 T)^{-1}$ から見たスピン励起スペクトルに擬ギャップが開き始める温度 T_{sg} にほぼ一致することから、 T^* からの面内抵抗異常は擬ギャップの出現に関連したものと考えられる。

ところで、d波超伝導に関する平均場理論では、 $T \ll T_c$ における超伝導ギャップの大きさ $2\Delta_0$ と転移温度 T_c^{MF} は

$$2\Delta_0 \approx 4.3 k_B T_c^{MF}$$

で関係づけられる^{13,14)}。また、平均場近似

での t - J モデルでは、 T_c より高温の T_{RVB} か

らスピノンが一重項対を形成し始め、その後、 T_c でホロンがボーズ凝縮を起こして d波超伝導に移行するが、この時の超伝導ギャップの大きさ $2\Delta_0$ と T_c との関係も上式と同様となる^{15,16)}。そこで、上式を用いて Bi2212 の $2\Delta_0$ ($T \ll T_c$) から T_c^{MF} (T_{RVB}) を見積もり、これらの温度を T_0 として T^* と比較すると、広いホール濃度領域にわたって両者は一致する¹⁷⁾。このような結果は、 T^* から発達する擬ギャップは本質的に超伝導に関連した現象であることを意味する。恐らく、 T^* 付近から一重項電子対 (preformed pair) か¹⁸⁾、あるいは平均場の t - J モデルにおけるスピノン対の形成が起こっていると考えられる。

一方、La214 系では、まだスピンや電荷励起スペクトルに擬ギャップが開くという直接的証拠は報告されていない。しかし、La214 系の面内抵抗には、超伝導ギャップから見積もった特性温度 T_0 ($\equiv 2\Delta_0 / 4.3 k_B$) において、Bi2212 系の T^* で見られる異常と同様な異常が現れる。そして、興味深いことに、Bi2212 と La214 系の T^* や T_0 をそれぞれの系の T_c の最大値 T_{c0} で規格化し、 p_0 で規格化したホール濃度に対してプロットすると両系の T^* や T_0 が一本

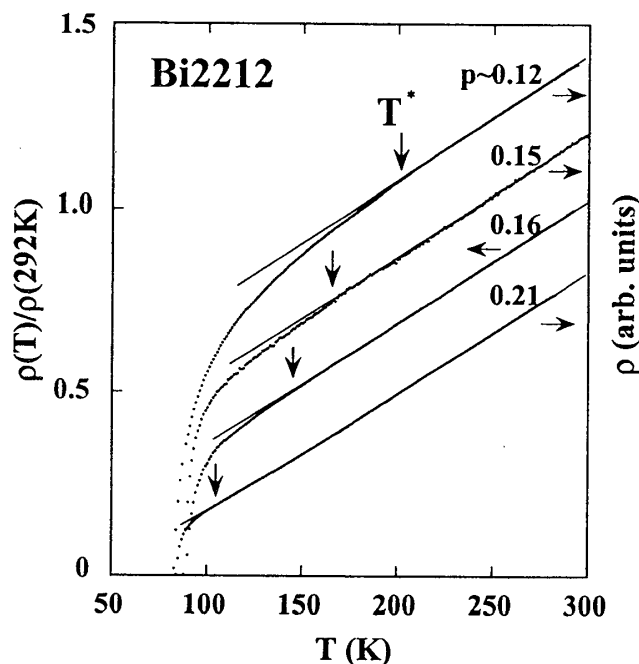


図3 Bi2212 の面内抵抗の温度変化。

の比較的幅の狭い帯上に載る（図4： p_0 は T_c が最大となるホール濃度）。この結果は、La214系でも T^* （あるいは T_{co} ）でBi2212系と同じ現象が起こっていることを強く示唆するものである。実際、最近、常伝導相の T_c より高温で擬ギャップによると思われる電子比熱係数 γ の減少が観測されることが分かった¹⁹⁾。 γ の減少は非常にゆっくり起こるため、減少の始まる温度を正確に決めることは難しいが、おおよそ T^* 付近と見ることができる。

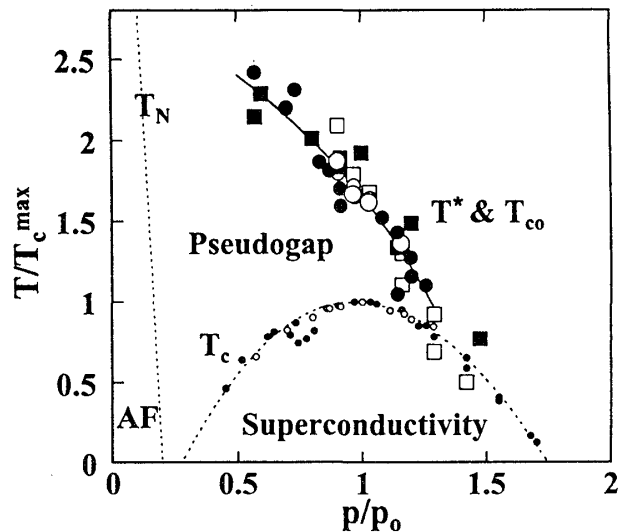


図4 Bi2212 および La214 系の T_c^* , T_{co} , T_c のホール濃度依存性。縦軸と横軸はそれぞれ T_{co} と p_0 で規格化してある。

4. 超伝導ギャップと臨界温度 T_c

BCS 超伝導体と異なり、高温超伝導体では臨界温度 T_c と $2\Delta_0$ の比は CuO_2 面内のホール濃度 p に大きく依存する。しかし、Bi2212 と

La214 系においては、 $2\Delta_0$ にホール濃度 p を掛けた量と T_c との比は一定

$$T_c \sim 1.8 p \Delta_0$$

となることが分かった。この関係式の意味するところは良く分からないが、Lee らはノード付近の準粒子の熱励起に対する考察から上記の関係式を現象論的に予測していた²⁰⁾。その後、彼らは SU2 ゲージ揺らぎを導入して彼らの現象論に対する微視的理論付けを行ったが、具体的な対機構までは詰め切れていない。上記の関係式は Lee らの考えでどこまで説明できるかはまだ判断できないが、この実験結果は高温超伝導の発現機構を考える上で有力な手掛かりを与えるものと思われる。

参考文献

- 1) M.Oda, K. Hoya, R. Kubota, C.Manabe, N. Momono, T. Nakano, M. Ido, Physica C **281** (1997) 135.
- 2) M.Oda, K. Hoya, N. Momono, T. Nakano, A.Sakai and M. Ido, J. Phys. and Chem. of Solid, in press.
- 3) N.Momono, M. Ido, Physica C **264** (1996) 311.
- 4) C. Kendziora, R. J. Kelly, M. Onellion, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 727.
- 5) N. Miyakawa, P. Guptasarm, J.F.Zasadzinski, D.G. Hinks and K.E. Gray, Phys. Rev. Lett. **80**(1998) 157.
- 6) H. Ding, T. Yokoya, J. C. Campuzano, T. Takahashi, M. Randeria, M. R. Norman, T. Mochiku, K. Kadowaki, and J. Giapintzakis, Nature **382** (1996) 51.
- 7) N. Momono, T. nakano, M. Oda and M. Ido, J. Phys. and Chem. of Solid, in press.

- 8) D. C. Johnston, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 957.
- 9) T. Nakano, M. Oda, C. Manabe, N. Momono, Y. miura, and M. Ido, Phys. Rev. B **49** (1994) 16000.
- 10) 安岡弘志、日本物理学会誌 **52** (1997) 197.; H. Yasuoka, S. Kambe, Y. Itoh, and T. Machi, Physica B **199** (1994) 278.
- 11) A. G. Loeser, Z.-X. Shen, D. S. Dessau, D. S. Marshall, C. H. Park, P. Fourvier, and A. Kapitulnik, Science **273** (1996) 32.
- 12) T. Itho, K. Takenaka and S. Uchida, Phys. Rev. Lett. **70**(1993) 55.
- 13) F. J. Ohkawa, J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) 2267.
- 14) H. Won, and K. Maki, J. Phys. Rev. B **49** (1994) 1397.
- 15) T. Tanamoto, K. Kohno, and H. Hukuyama, J. Phys. Soc. Jpn. **61** (1992) 1886.
- 16) K. Kohno and H. Fukuyama, private communication.
- 17) T. Nakano, N.Momono, M. Oda and M. Ido, Phys. Soc. Jpn., **67** (1998) 2622.
- 18) S. Koikegami and K. Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 1114.
- 19) 松崎俊明 et. al., 日本物理学会概要集 (1999)
- 20) P. A. Lee and X. G. Wen, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4111.